

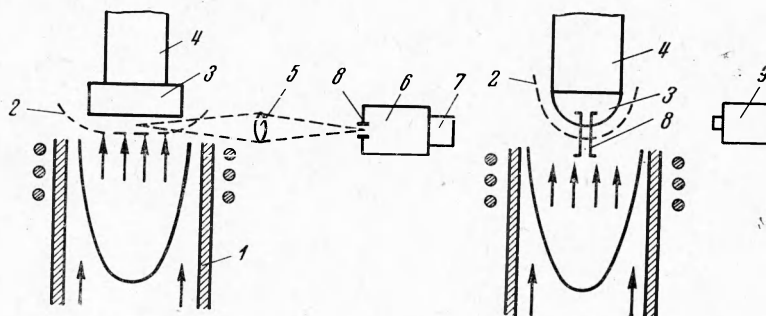
## ОПРЕДЕЛЕНИЕ ЭЛЕКТРОННОЙ КОНЦЕНТРАЦИИ В ПОГРАНИЧНОМ СЛОЕ СМЕСИ ВОЗДУХА С ПРОДУКТАМИ РАЗРУШЕНИЯ АСБОПЛАСТИКА

Г. Н. Хлыбов, М. И. Якушин

(Москва)

Экспериментально изучено влияние продуктов разрушения материала, вдуваемого в пограничный слой, на электронную концентрацию в высокотемпературном потоке воздуха. Исследования электронной концентрации важны для понимания механизма взаимодействия высокотемпературного потока воздуха с материалом и находят применение в прикладных задачах [1].

1. Получение экспериментальной зависимости распределения электронной плотности по толщине пограничного слоя было основано на измерении полуширины спектральных линий нейтрального магния. Был использован метод определения электронной концентрации, предложенный в [2]. Малый потенциал возбуждения спектральных линий



Фиг. 1

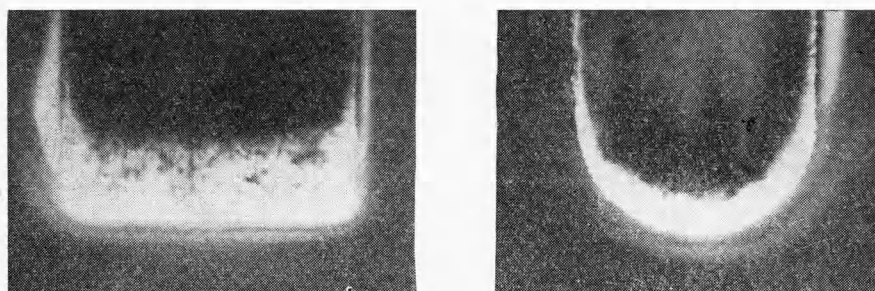
магния позволяет измерять электронную концентрацию в областях с достаточно низкой температурой. Отсутствие магния в набегающем потоке позволяет получить неискаженные профили линий непосредственно из пограничного слоя. Были изучены контуры линий диффузной серии магния  $Mg\ 1\ 4703\ \text{Å}$  и  $Mg\ 1\ 4351\ \text{Å}$ , соответствующие переходам  $5' D_2 \rightarrow 3' P_1$  и  $6' D_2 \rightarrow 3' P_1$ . Оценочные расчеты, проведенные по данным работы [3], показывают, что уширение указанных линий обусловлено в основном квадратичным эффектом Штарка. Вклад других механизмов в уширение не превышает 10% и ниже не учитывается.

Для создания потока высокотемпературного воздуха была применена струйная установка, в которой в качестве нагревателя газа (при давлении  $1\ \text{атм}$ ) использовали индукционный высокочастотный разряд [4]. В результате, в рабочей части потока создавали стационарную плазменную струю, скорость течения которой (в направлении снизу вверх) составляла  $30\ \text{м/сек}$ . Диаметр струи был равен  $37\ \text{мм}$ , а температура плазмы достигала  $8500^\circ\text{K}$  и изменялась в радиальном направлении не более чем на  $150 \div 200^\circ\text{K}$ . Электронная концентрация  $3 \cdot 10^{15}\ \text{см}^{-3}$ , а толщина излучающего слоя  $\sim 200\ \text{мм}$ . Тепловой поток, измеренный калориметром с зеркально отполированной алюминиевой поверхностью,  $0,3\ \text{квт} \cdot \text{см}^{-2}$ . Водяной калориметр имел цилиндрическую форму с плоским торцом. Измерения проводили к торцевой поверхности по стандартной методике.

На фиг. 1 показана схема струйной высокотемпературной установки 1 и оптическая система в двух проекциях, использовавшаяся для наблюдения пограничного слоя 2 на разрушающейся модели 3. Модель представляла собой плоскую пластину шириной  $3\ \text{см}$  и длиной  $3,5\ \text{см}$  с цилиндрической головной частью. Радиус головной части  $1,5\ \text{см}$ . Выбранная плоская форма модели с цилиндрической головной частью позволила получить одномерный пограничный слой в исследуемом сечении, что избавляет от трудоемких вычислений с использованием метода обращения Абея. Модель укрепляли на специальной водоохлаждаемой державке 4 и вводили в рабочую часть потока при помощи двухкомпонентного координатника за время, равное  $0,1\ \text{сек}$ .

Оптическая система с кратностью увеличения, равной единице, состояла из стандартного объектива 5, дифракционного спектрографа 6 типа ДФС-13, в приемной части которого был вмонтирован лентопротяжный механизм 7 от кинокамеры «Родина».

Излучение, выходящее из спектрографа с разрешением  $2 \text{ \AA} \cdot \text{мм}^{-1}$  в первом порядке, регистрировалось на пленку КН-4. Оптическая система настраивалась на ось симметрии модели. На щель 8 спектрографа, проекция которой показана на фиг. 1, проектировалось изображение разрушающейся поверхности модели, пограничного слоя и набегающего потока. Линейный унос материала, формы образца и пограничного слоя во время эксперимента контролировались кинокамерой 9 типа КСК-1 с применением цветных стекол КС-14 и НС-8 и использованием инфракрасной кинопленки с максимальной чувствительностью в интервале  $0,75 \text{ мк}$ . Частота съемки  $1 \text{ кадр/сек}$ , что позволило регистрировать процесс во времени. Время экспозиции  $0,5 \text{ сек}$ . Образец разрушающейся модели и пограничного слоя в двух проекциях показан на фиг. 2.



Фиг. 2

Экспериментальная проверка, проведенная для определения приборного эффекта, показала, что его величина не превышает  $\Delta\lambda \leq 0,07 \text{ \AA}$ .

Калибровка интенсивности излучения всей оптической системы и регистрирующей части была осуществлена эталонной лампой СИ8-200. Толщина пограничного слоя  $\sim 5 \text{ мм}$  в критической линии модели, где проведены измерения. Типичный образец спектрограммы приведен на фиг. 3. Здесь хорошо разрешен спектр по толщине 1 пограничного слоя и отчетливо наблюдается граница 2 поверхности модели.

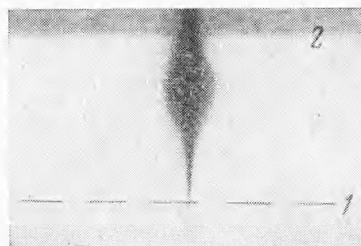
Обработку спектрограмм на регистрирующем микрофотометре ИФО-451 производили сканированием спектра относительно щели для различных сечений пограничного слоя. Оптическая система прибора ИФО-451 обеспечивала проектирование спектра на щель прибора с 20-кратным увеличением. Это позволило получить пространственное разрешение не ниже  $0,5 \text{ мм}$ , что составляет  $0,1$  толщины характерного пограничного слоя.

2. Для проверки отсутствия самопоглощения в рассматриваемых линиях был проведен также ряд опытов, в которых продольный размер модели изменяли в два раза, чем достигалось изменение оптической толщины излучающего пограничного слоя. Эти опыты показали, что самопоглощение в исследованных линиях отсутствует.

Кроме того, на описанной выше оптической системе был проведен ряд экспериментальных исследований для определения пространственной и временной однородности плотности электронов невозмущенного потока в рабочей части. Измерение проводили по уширению водородных линий  $H_\alpha$  и  $H_\beta$ . Опытами была установлена достаточная однородность распределения плотности электронов вдоль потока.

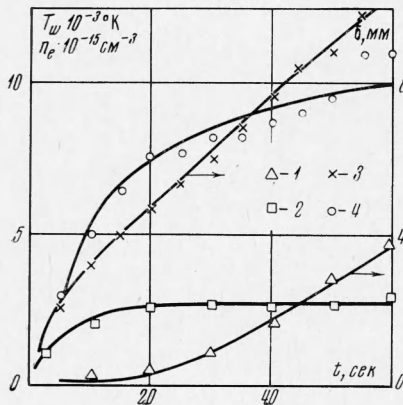
После опыта в образце наблюдаются три зоны: прококсованная зона, зона пиролиза и зона исходного материала. Перемещение поверхности зоны пиролиза определялось разрезанием образца пополам в плоскости симметрии и измерением суммарной толщины зон кокса и пиролиза с помощью инструментального микроскопа. Эту суммарную зону назовем условно зоной деструкции. С целью получения временных зависимостей проводилась серия опытов с различной продолжительностью.

На фиг. 4 показаны линейный унос материала 1, температура поверхности 2 и перемещение внутренней границы деструкции 3 в зависимости от времени. Эти параметры характеризуют процесс разрушения для типичного режима проведения эксперимента. После некоторого переходного периода скорость линейного уноса, скорость перемещения внутренней границы деструкции и температура поверхности достигают ста-

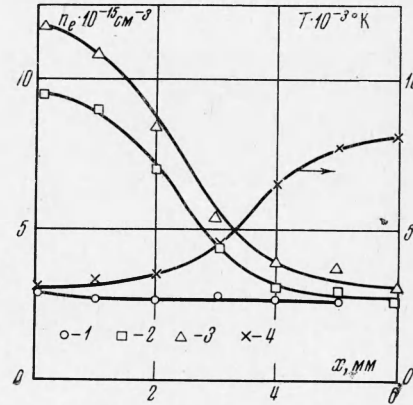


Фиг. 3

ционарного значения. Скорости перемещения внешней поверхности материала и внутренней поверхности деструкции постоянны, но не равны друг другу, поэтому разрушение можно рассматривать как квазистационарный процесс. Отметим, что нижний предел квазистационарного режима определяется временем выхода температуры поверхности на стационарный режим. Эксперименты с большей продолжительностью, чем представленные здесь, отличаются наличием второго квазистационарного режима разрушения. Материал полностью прококсовывается и разрушение соответствует модели, выполненной из кокса. Этот режим не исследовался.



Фиг. 4



Фиг. 5

Для определения электронной концентрации использовалась известная формула [5], связывающая полуширину линии, плотность электронов и температуру

$$\Delta\lambda_{1/2} = [1 + 1.75 \cdot 10^{-4} n_e^{3/4} \alpha (1 - 0.068 n_e^{1/6} T^{-1/2})] w n_e 10^{-16}$$

Здесь  $w$  — ударная электронная полуширина, рассчитанная в работе [3] для плотности электронов  $10^{16} \text{ см}^{-3}$ ,  $\alpha$  — параметр ионного уширения,  $n_e$  — плотность электронов,  $T$  — температура. Эта формула справедлива при  $\alpha < 0.5 \cdot 10^4 n_e^{-1/4}$  и удовлетворяет условиям эксперимента. Эксперименты показывают [6], [3], что точность расчетов по этой формуле составляет 25–30%. Подставляя в формулу измеренные полуширины линий и используя температурную зависимость  $w$  (фиг. 5), представленную в работе [7], получаем результаты, которые даны на фиг. 4 и 5.

На фиг. 5 изображено изменение электронной концентрации по толщине пограничного слоя для различных моментов времени. Кривые 1, 2, 3 относятся к 5, 30, 55 сек соответственно. Наблюдается значительное возрастание электронной плотности в слоях у поверхности модели. Это можно объяснить наличием легко ионизируемых компонент в продуктах разрушения материала. На внешней границе пограничного слоя электронная плотность совпадает с плотностью электронов в невозмущенном потоке.

Временная зависимость электронной плотности 4 на фиг. 4 соответствует координате 1 мм (фиг. 5). Резкое возрастание электронной плотности в начале процесса (до 25 сек) совпадает с релаксационным периодом для параметров, характеризующих процесс разрушения материала (температура поверхности, линейный унос, глубина прококсованного слоя). Выход этих параметров на квазистационарный режим совпадает с выходом на квазистационарный режим электронной плотности. Изменение электронной плотности в этом временном интервале незначительно.

3. Таким образом, экспериментально установлено, что в пограничном слое у поверхности разрушающейся модели, изготовленной из асбластика, в потоке высокотемпературного воздуха (при давлении 1 атм) плотность электронов достигает  $1.2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$ , что в четыре раза больше, чем плотность электронов на внешней границе пограничного слоя.

Изменение плотности электронов в пограничном слое в зависимости от времени качественно совпадает с изменением параметров, характеризующих процесс разрушения материала.

Необходимо отметить, что повышенное значение электронной плотности в слоях, примыкающих к поверхности материала, может оказать в принципе существенное влияние на теплообмен, что требует специального исследования.

Полученные результаты качественно совпадают с расчетами, приведенными в [1], хотя резкое падение плотности электронов непосредственно у границы модели, предсказанное в этой работе, в данных экспериментах не наблюдалось. Это объясняется тем, что в экспериментах температура поверхности образца была значительно выше, чем температура поверхности, предполагаемой в указанной работе.

Авторы благодарят Ю. К. Рулева за участие в проведении эксперимента.

Поступила 7 II 1972

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Huber P. W., Evans J. S., Schexnayder C. R. Jr. Comparison of theoretical and flight-measured ionisation in a blunt body Re-entry flowfield. AIAA Journal, 1971, vol. 9, No. 6.
2. Крюгер Р. Распределение температуры и плотности электронов в поздней фазе взрыва проволоки. Йенское обозрение, 1970, № 1.
3. Грим Г. Спектроскопия плазмы. М., Атомиздат, 1969.
4. Райзер Ю. П. Высокочастотный разряд высокого давления в потоке газа как процесс медленного горения. ПМТФ, 1968, № 3.
5. Лохте-Хольтгревен В. Методы исследования плазмы. М., «Мир», 1971.
6. Хайдер Р., Куш Г. Уширение спектральных линий лития, вызываемое электрическими микрополями. Йенское обозрение, 1971, № 1.
7. Георг Э. Б., Рулев Ю. К., Сипачев Г. Ф., Якушин М. И. Экспериментальное исследование пограничного слоя на разрушающихся образцах при совместном воздействии конвективного и лучистого тепловых потоков. Изв. АН СССР, МЖГ, 1972, № 2.

УДК 535.211

#### О РЕШЕНИИ УРАВНЕНИЙ ОДНОМЕРНОГО РАСПРОСТРАНЕНИЯ МОНОХРОМАТИЧЕСКОГО ИМПУЛЬСА СВЕТА В ПОГЛОЩАЮЩИХ СРЕДАХ

*Е. Л. Тюрин, В. А. Щеглов*

(Москва)

Исследуются уравнения, описывающие распространение монохроматического импульса излучения произвольной формы в поглощающих средах — плазме, поглощающей двухуровневой и фотодиссоциирующей среде. Для широкого круга граничных условий в указанных случаях найдены точные аналитические решения. Рассмотрение проведено для задач с плоской, цилиндрической и сферической симметриями. Полученные формулы можно непосредственно использовать для сопоставления расчета с экспериментом.

Уравнения переноса излучения в средах, свойства которых изменяются при воздействии на них импульса света, нелинейны. Это обстоятельство значительно уменьшает число случаев, когда можно получить замкнутое аналитическое решение системы уравнений, удовлетворяющее заданным начальным и граничным условиям. Отдельные решения уравнений переноса в поглощающей (усиливающей) двухуровневой среде и плазме были получены различными методами в работах [1-4].

Уравнение переноса излучения частоты  $\nu$  в поглощающей (усиливающей) среде имеет вид

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \Omega \nabla I = -KI \quad (1)$$

где  $I(r, \Omega, t)$  — интенсивность излучения в единичном телесном угле в направлении  $\Omega$ ,  $K$  — коэффициент поглощения излучения в среде,  $c$  — скорость света. Отметим, что первый член в (1) существен при рассмотрении пикосекундных импульсов в плазме [4,5]. В случае, когда можно пренебречь отражением и рассеянием света, а его распространение в среде имеет одномерный характер, уравнение (1) приобретает вид

$$\frac{1}{c} \frac{\partial I}{\partial t} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} (r^2 I) = -KI \quad (2)$$